



TITLE:

スピングラスのクラスターの性質
とクラスターモデル(C.化合物(短距離
型相互作用)スピングラス他,基研
短期研究会「スピングラスとその
周辺」,研究会報告)

AUTHOR(S):

上野, 陽太郎

CITATION:

上野, 陽太郎. スピングラスのクラスターの性質とクラスターモデル(C.化合物(短距離型相互作用)スピングラス他,基研短期研究会「スピングラスとその周辺」,研究会報告). 物性研究 1985, 45(2): 139-143

ISSUE DATE:

1985-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91853>

RIGHT:

スピングラスのクラスターの性質とクラスターモデル

東工大・理 上 野 陽太郎

§ 1. SKモデル

SKモデルの静的性質については、不可解だった Parisi の解の物理的解釈もなされて¹⁾、ほぼ解決したと言える。即ち Parisi 関数 $q(x)$ は、異った解の間に、磁化の重なりが q である確率 $W(q)$ と $W(q) = dx(q)/dq$ で関係づけられる。外場 $h=0$ のとき、 $W(q)$ は図1のようになる。

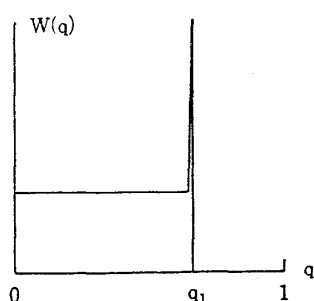


図 1

これらの結果を使って、スピングラス (SG) 相転移のゆらぎと、それがクラスターから生じることを考察する。このモデルの場合には自由エネルギーを最小にする安定解は無限の障壁があるので、アンサンブル平均は無意味のようだが、後のために熱平均と考える。そうすると、 $W(q)$ は秩序変数 q の分布関数となる。図1から、 $q = q_1$ の鋭いピーク以外に小さい方に $O(1)$ の幅をもつ。

我々に知られている相転移は、秩序変数の分布の巾は $T = T_c$ の最大ときでも $O(N^{\frac{2-\eta}{d}-1}) \ll O(1)$ であるから、異常を超える異常なゆらぎをもつことがわかる。

このことを q のゆらぎで見ると

$$\begin{aligned} \chi_q &= \frac{1}{N} \sum_i \sum_j \langle \langle S_i S_j \rangle_T^2 - \langle S_i \rangle_T^2 \langle S_j \rangle_T^2 \rangle_J \\ &= \frac{2}{3} N \int_0^1 (q - \bar{q})^2 W(q) dq \end{aligned} \quad (1)$$

$$\bar{q} = N^{-1} \sum_i \langle \langle S_i \rangle_T^2 \rangle_J \quad (2)$$

式(1)の因子 $2/3$ は $\langle \rangle_J$ の平均の違いから生じてくる。図1の結果を使うと、 $\chi_q = O(N)$ のゆらぎが生じる。これはゆらがない秩序変数の部分 $O(N)$ と同じである。 $h \neq 0$ の場合にもこの超異常のゆらぎは生じる。 $h=0$ では χ_q は非線型磁化率 χ_2 と等しいので、 $T < T_c$ では常に $\chi_q \propto \chi_2 \sim O(N)$ の発散をしている。

2つの解 μ と ν についての磁化の重なり

$$0 < q^{\mu\nu} = N^{-1} \sum_i m_i^\mu m_i^\nu < 1$$

を考えると、一般に $m_i^\mu m_i^\nu > 0$ と < 0 の領域が存在するだろう。後者では一方の解に対し他方の解ではスピンの反転したものと考えられる。即ち、後者はクラスターの部分と考えられる。しかも SK モデルでは無限の大きさのクラスターである²⁾。したがって

$$\bar{q} = N^{-1} \sum_i \langle \langle S_i \rangle_T^2 \rangle_J \simeq N^{-1} \sum_{i \in \text{NC}} \langle \langle S_i \rangle_T^2 \rangle_J \quad (3)$$

$$\chi_q \simeq N^{-1} \sum_i \sum_{j \in C} \langle \langle S_i S_j \rangle_T^2 \rangle_J \quad (4)$$

式(1)から $\chi_q = O(N)$ だから、クラスターは $O(N)$ のサイズをもつことが(4)からも導ける。したがって、超異常のゆらぎは、無限大のクラスターのゆらぎによることが理解され、しかも、この無限大サイズのために、非エルゴートのことも理解される。

§ 2. 短距離型 SG

この系でも、ゆらぎの主要な寄与はクラスターからと考えられる。この系でもクラスターの大きさは有限であり、クラスター間の相互作用のために、 $d > d_{lc}$ では無限大の集合クラスターが生じて、LROが生じるであろう²⁾。

次にゆらぎについては、通常の転移より大きいゆらぎを仮定すると、図2の4つの型が考えられる。D型は2次元XYモデルと同じ型。C型は $q \neq 0$ でも、ゆらぎはD型と同じ異常な強さをもつ。A型はSKモデルと同じであるが、ゆらぎがエルゴートのほんとのゆらぎになっている。B型は $d = d_{lc}$ で実現するだろう。これらの型の中で、A型 (or B型) の可能性が一番強いことが検討の結果結論される。

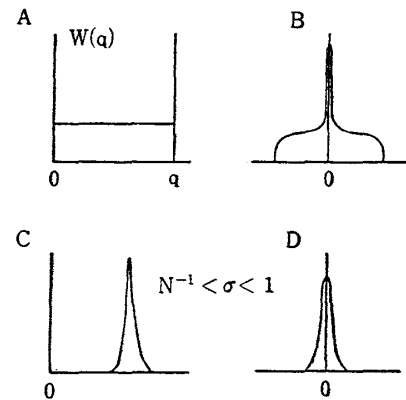


図 2

$O(N)$ のゆらぎ、あるいは $O(1)$ の分布の幅をもつためには、(LRO とは異なる) $O(N)$ の集合クラスターが存在し、それらが観測にかかるためには、有限の緩和時間 τ を持たなければならない。フラストレーション (FR) がそのクラスター間では強ければ、 $\tau < \infty$ であることは充分にありうる。その集合クラスターの界面の自由エネルギーを考えると、FRのある個所を拾って界面を作っていけば、自由エネルギーは界面の表面積に比例せず、有限に留まるだろう。

ゆらぎに効くクラスターのサイズが有限ならば、これらの系でも成り立つ(4)を使うと、 χ_q は $T < T_c$ では発散することはない。

最も基本的な考えとしては、最もゆらぎの小さい SK モデルでも、非エルゴートのとは言え、超異常のゆらぎをもつならば、更にゆらぎの大きい短距離型の SG で可能な分布関数は、 $d > d_{lc}$ なら、ほんとの (エルゴートの) ゆらぎをもつ A 型しかないだろう。

実験でもこの予想を支持する結果がある。Malozemoff らによれば、³⁾ Gd Al は $T < T_c$ で、

$$M/H = \chi_0 - \chi_1 H^b, \quad 0.30 \lesssim b \lesssim 0.55$$

の異常性をもつ。 b は温度に依存するが、SK モデル ($b = 4/3$) に比べて、はるかに異常性は強い。これは A 型を支持している。また、Au Fe の実験では、⁴⁾ 温度減少と共に緩和時間は増大するが、有限の値 ($\sim 10^5$ sec) で急に凍結する。これも上の予想と関係ありそうだ。

理論的にはまだ何もないが、必要な物理量を定義しよう。SK モデルと異り、ゆらぎを考えなければならないので、

$$q^{SS'} = N^{-1} \sum_i S_i S'_i, \quad S_i : \text{スピン変数}$$

$$W(q) = \text{Tr}_S \text{Tr}_{S'} \rho_S \rho_{S'} \delta(q - q^{SS'}) \quad (5)$$

$$\bar{q} = \int q W(q) dq, \quad \chi_q = N \int (q - \bar{q})^2 W dq$$

レプリカ法を使うと、分りやすい形になる。

$$\rho = Z^{-1} \exp [-\beta H \{Q_i^{\alpha\beta}\}]$$

$$Q = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{\alpha \neq \beta} \sum_i \frac{1}{N} \sum_i Q_i^{\alpha\beta}$$

$$W_r(q) = \text{Tr}_Q \rho \delta(q - Q) \quad (6)$$

$$W(q) = \lim_{n \rightarrow 0} W_r(q)$$

この $W(q)$ を計算する場合には、レプリカと実の両空間におけるゆらぎを考慮する必要がある。

最後に 3D Ising モデルにおける最近の計算実験について触れる。Bhatt & Young ⁵⁾ は(5)の $W(q)$ を求め、 $g = (3 - \langle q^4 \rangle / \langle q^2 \rangle^2) / 2 = \bar{g}(L^{1/\nu}(T - T_c))$ のサイズ依存性から、 $T_c/J = 1.2$ での相転移を得た ($\nu = 1.4$, $\beta \simeq 0.5$, $\gamma = 3.2$)。問題は $T \leq T_c$ でサイズ依存性がないことである。彼らは LCD として KT 的相の可能性を指摘している。Ogielski & Mor-

genstern⁶⁾は磁化の分布関数を求め、前者とほぼ似た結果を得ているが、相関関数から LCD を否定している。前者の $T < T_c$ 以下での非サイズ依存性は A 型の $W(q)$ なら説明できる。このことは、スケーリング則が成り立たない、更に秩序変数の定義の問題と関係してくるが、この点については別の機会に譲る。

§ 3. クラスターモデル

有限大のクラスターが温度を減少させると共に系の中に生じ、増加する過程をパーコレーション問題として扱う。したがって、クラスターの濃度は、

$$\varepsilon = p_e - p \propto (T - T_c)^x$$

S のクラスターより成る結合クラスターの平均数 (クラスター当り) を $n_S(p)$ とすれば

$$q \propto \sum_S n_S S \sim |\varepsilon|^{\beta_p} = |t|^{x\beta_p}$$

$$\chi_q \propto \sum_S n_S S^2 \sim |\varepsilon|^{-r_p} = |t|^{-x r_p}$$

3 次元では、 $\alpha_p = -0.52$, $\beta_p = 0.41$, $r_p = 1.66$ だから、 $x = 2$ と仮定すれば、

$$\alpha = 2 - (2 - \alpha_p)x = -3.04$$

$$\beta = 0.82, \quad r = 3.32, \quad \nu = 1.65$$

δ は x に無関係に決る。 $\delta = 1 + r/\beta = 5.05$ 。これらの結果は最近の Omari⁷⁾の結果 ($\alpha = -2.75$, $\beta = 0.75$, $r = 3.25$, $\delta = 5.7$) とかなりいい一致を示す。

この外にもクラスター性を表わす性質はあるが、以上の結果からも、スピングラスのクラスターによる描像は正しく、本質的であると言えよう。

参考文献

- 1) G. Parisi, Phys. Rev. Lett. **50** ('83) 1946; C. De Dominicis, A. P. Young, J. Phys. **A16** ('83) 2063.
- 2) Y. Ueno, J. Phys. Soc. Jpn. **52** ('83) Suppl. p. 121
- 3) A. P. Malozewoff, Y. Imry and B. Barbara, J. Appl. Phys. **53** ('82) 7672.
- 4) L. Lundgren, P. Svendlindh and O. Beckman, Phys. Rev. **26** ('82) 3990.
- 5) R. N. Bhatt and A. P. Young, Phys. Rev. Lett. **54** ('85) 924.
- 6) A. T. Ogriski and I. Morgenstern, Phys. Rev. Lett. **54** ('85) 928.

7) R. Owari, J. J. Prejean and J. Sonletie, J. Physique 44 ('83) 1069.

超低周揺動と乱れ

阪大・基礎工 松浦基浩, 米沢岳志

乱れない $N \rightarrow \infty$ の完全規則系の相転移 (第二種) は秩序変数の発生に伴う臨界揺動の異常増大とその低速化によって特徴づけられる。一方サイズ有限系では, 厳密な意味での対称性の破れは存在しない。しかし系内部に秩序形成が十分認め得る程度にサイズが大きければ無限系の転移点 T_c 以下で一応秩序変数が発生するが, それは時間とともに変動して遅い揺ぎとなって現れる。¹⁾ さて完全規則系に乱れを導入すると, 一般的には系は空間的に不均質に多数のクラ

スターに分割され, 種々のタイプのフラストレーションが発生すると考えられる。個々のクラスターは互いに独立でなく相互作用しているから, このような系の T_c 以下では大変に遅い非線型揺動が出現するに違いない。乱れた系の特別な場合として, スピングラスの動的側面に多くの関心が寄せられているが, 我々は, クラスターサイズが比較的揃ったユニークな系として, 塩化コバルトグラファイト層間化合物 (略して $\text{CoCl}_2\text{-GIC}$) をとり上げ, その超低周波 (VLF) 領域での磁気分散吸収 $X''(\omega)$ をしらべた。測定方法は原理的には従来の交流帯磁率測定法と同じであるが, 励起信号発生と受信信号の位相検波の機能をマイコンで代行し, 低励起高感度検出のために SQ

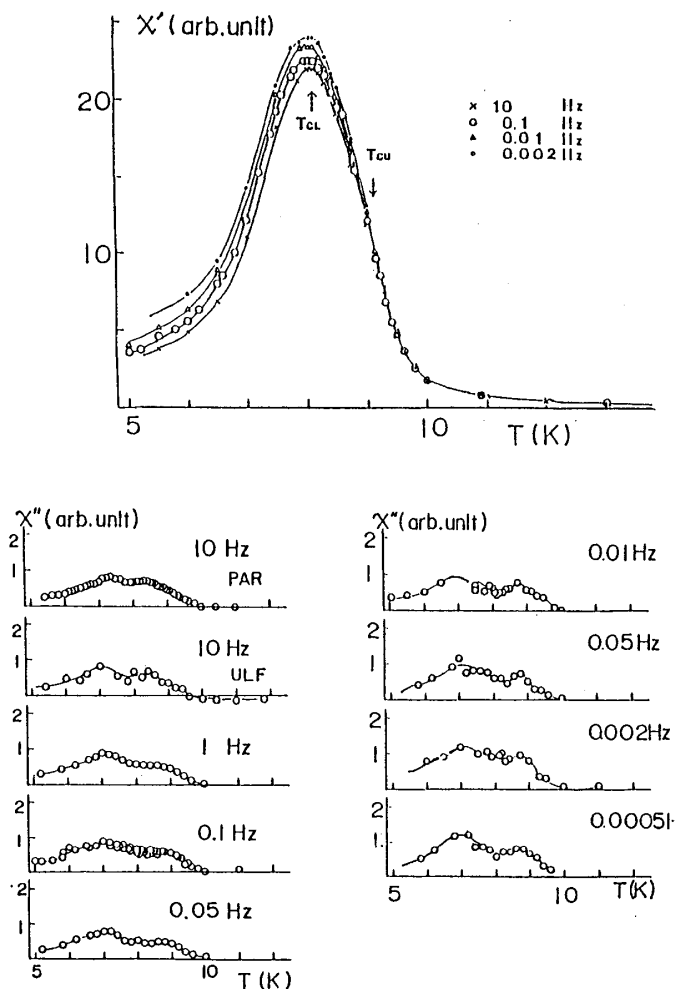


図 1